

*Материалы XII Всероссийского семинара
“Волновые явления в неоднородных средах”
(Москва, май 2010 г.)*

Председатель Оргкомитета XII Всероссийского семинара
“Волновые явления в неоднородных средах”
д-р физ.-мат. наук **А.П. Сухоруков**

Материалы XII Всероссийского семинара
“Волновые явления в неоднородных средах”
под общей редакцией д-ра физ.-мат. наук **А.П. Сухорукова**

УДК 535.34

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ОТРАЖЕНИЕ НЕКОГЕРЕНТНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

© 2010 г. Д. В. Горбач¹, О. Г. Романов¹, А. П. Сухоруков², А. Л. Толстик¹

E-mail: gorbach@tut.by; romanov@bsu.by; apsmsu@gmail.com

Экспериментально и теоретически проанализированы закономерности взаимодействия некогерентных световых пучков в среде с тепловой нелинейностью. Показано, что при нелинейном отражении наблюдается преобразование пространственной структуры сигнального пучка, которое может быть описано в рамках пространственно-распределенной модели накачка — пробный пучок.

ВВЕДЕНИЕ

Возможности управления параметрами световых пучков при нелинейных взаимодействиях широко обсуждают в научной литературе [1–4]. Интерес к исследованиям систем, работающих на принципе управления светом с помощью света, связан с потенциальными возможностями использования преимуществ оптических методов обработки информации. Быстродействующие переключающие устройства могут быть реализованы, например, в средах с квадратичной [5] и тепловой [6] нелинейностями. При этом область практических применений может быть расширена при использовании наряду с солитонными световыми пучками также и несолитонного режима распространения и взаимодействия пучков.

В настоящей работе экспериментально и теоретически анализируются особенности некогерентного взаимодействия импульсных световых пучков в средах с тепловой нелинейностью. В качестве нелинейной среды выбраны растворы сложных органических красителей, позволяющих работать с мощными наносекундными лазерными импульсами. Обсуждены особенности преобразования пространственной структуры световых пучков и условия, при которых может быть реализован нелинейный вариант полного внутреннего отражения при взаимодействии пучков в дефокусирующей среде.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальная реализация эффекта нелинейного отражения в среде с тепловой нелинейностью основана на создании локализованной пространственной области с отрицательным изменением показателя преломления. Такая область может быть сформирована в растворе по-

глошающего органического красителя с отрицательным термооптическим коэффициентом ($dn/dT < 0$) при воздействии мощного лазерного импульса (пучка накачки). Распространяясь в растворе красителя, лазерный импульс создает неоднородное распределение температуры в поперечном сечении нелинейной среды. В результате возникает градиент показателя преломления и мощный опорный пучок становится непрозрачным объектом для наклонной волны другой частоты. При определенных условиях на светоиндуцированной фазовой неоднородности можно наблюдать рассеяние сигнального пучка, распространяющегося под небольшим углом к пучку накачки.

Для экспериментальной реализации режима нелинейного отражения в качестве сигнального пучка использовали непрерывное излучение гелий-неонового лазера на длине волны $\lambda = 632.8$ нм. Мощный световой импульс на длине волны $\lambda = 1064$ нм генерировал лазер на иттрий-алюминиевом гранате. Лазер работал в режиме активной модуляции добротности (длительность импульса 20 нс, расходимость лазерного излучения 1.5 мрад, частота следования импульсов 1–10 Гц). Система подвижных зеркал позволяла изменять угол между световыми пучками в диапазоне 10–100 мрад. Для увеличения интенсивности накачки применяли длиннофокусные линзы (30–60 см). В качестве среды с тепловой нелинейностью использовали этанольный раствор полиметинового красителя 3274U, поглощающего излучение на длине волны генерации импульсного лазера накачки ($\lambda = 1064$ нм) и практически прозрачного в видимой области спектра. Быстрая и эффективная термализация поглощенной энергии определялась низким квантовым выходом люминесценции (ниже 10%), а также коротким временем жизни молекул полиметинового красителя в возбужденном состоянии ($\sim 10^{-10} - 10^{-11}$ с). Результирующую картину взаимодействия регистрировали на экране с помощью ПЗС-камеры. В ходе экспери-

¹ Белорусский государственный университет, Минск.

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова.

ментальных исследований анализировали особенности распространения (прохождение и отражение) сигнального светового пучка (излучение гелий-неонового лазера) через светоиндуцированную область, сформированную в растворе красителя мощным сфокусированным излучением лазера на иттрий-алюминиевом гранате.

В соответствии с теоретической оценкой предельное значение угла между сигнальным пучком и пучком накачки γ , при котором реализуется полное внутреннее отражение, определяется нелинейным изменением показателя преломления:

$\gamma \approx \sqrt{|\Delta n|}$. В рассматриваемом нами случае изменение показателя преломления Δn связано с тепловой нелинейностью, величину которой можно оценить по следующей формуле: $\Delta n = \frac{dn}{dT} \frac{k_a I \tau}{C_p}$, где

dn/dT — термооптический коэффициент, k_a — коэффициент поглощения раствора красителя на частоте накачки, I — пиковая интенсивность импульса накачки, C_p — теплоемкость единицы объема, τ — эффективное время взаимодействия, которое совпадает с длительностью импульса τ_p при работе с одиночными импульсами и $\tau \approx N\tau_p$ при работе лазера в частотном режиме, где N — число импульсов, при котором тепловые процессы выходят на стационар.

Схема нелинейного взаимодействия излучения гелий-неонового лазера с пучком накачки представлена на рис. 1а. Пучок накачки 1 и сигнальный пучок 2 направляли в кювету с раствором красителя 3. Вид сигнального пучка после взаимодействия регистрировали на экране 4. При интенсивности пучка накачки $I = 100 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$, распространяющегося в этанольном растворе красителя (термооптический коэффициент $dn/dT = -4 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$, теплоемкость единицы объема $C_p = 2 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \text{ К}^{-1}$, коэффициент поглощения $k_a = 1 \text{ см}^{-1}$), пороговый угол между взаимодействующими пучками составил $\gamma = 20 \text{ мрад}$. Пунктирной линией и окружностью на рис. 1а отмечено направление распространения и положение сигнального пучка в отсутствие излучения пучка накачки. Включение генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате приводило к изменению направления распространения сигнального пучка, что схематически отображено штрихпунктирными стрелками. Зарегистрированные распределения интенсивности в профиле сигнального пучка, приведенные на рис. 1, отображают динамику преобразования излучения гелий-неонового лазера в зависимости от количества импульсов мощного пучка при условии наибольшего перекрытия сигнального пучка с пучком накачки в кювете с красителем. Видно, что в отсутствие пучка

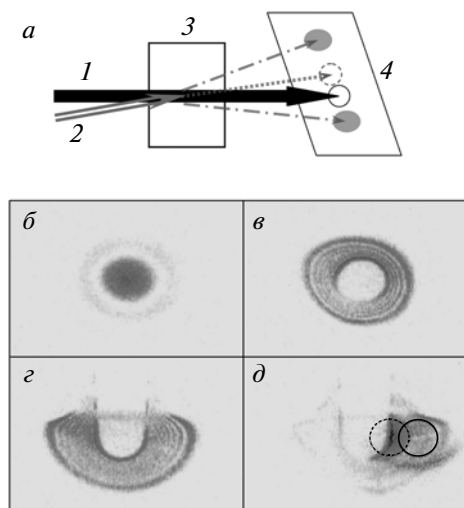


Рис. 1. Схема нелинейного взаимодействия световых пучков (а): 1 — пучок накачки, 2 — сигнальный пучок, 3 — нелинейная среда, 4 — экран; распределение интенсивности сигнального пучка, прошедшего через мощный пучок накачки, при количестве возбуждающих лазерных импульсов: $N = 0$ (б), 6 (в), 12 (з) и при частичном отражении сигнального пучка (д).

ка накачки на выходе имеется гауссов пучок излучения гелий-неонового лазера (рис. 1б). При включении лазера на иттрий-алюминиевом гранате вследствие локального нагрева среды создается область с более низким значением показателя преломления ($\Delta n < 0$), которая начинает “выталкивать” сигнальный пучок из центра (рис. 1в). Однако с течением времени ($\tau \sim 1 \text{ с}$ при работе лазера на частоте 10 Гц) вследствие конвекционных потоков в растворе красителя симметрия нарушается и происходит вынос тепла и связанной с ним области теплового изменения показателя преломления вверх. При этом формируется вертикальная тепловая “стенка”, участвующая в процессе нелинейного отражения (рис. 1з).

При смещении сигнального пучка в горизонтальной плоскости из положения полного перекрытия характер взаимодействия изменяется: наблюдается частичное отталкивание зондирующего пучка (рис. 1д). Видно, что начальное направление распространения излучения сигнального пучка (штриховая окружность) трансформируется в область углов в диапазоне от направления начального распространения до направления полного отражения сигнального пучка от пучка накачки. Сплошной окружностью на рисунке показано положение мощного ИК-пучка накачки.

Для реализации полного отражения пучка от области светоиндуцированной нелинейности интенсивность пучка накачки была увеличена до $I = 1.5 \text{ ГВт} \text{ см}^{-2}$, а угол между взаимодействующими пучками был уменьшен до $\gamma = 10 \text{ мрад}$. При таких условиях отражение сигнального пучка про-

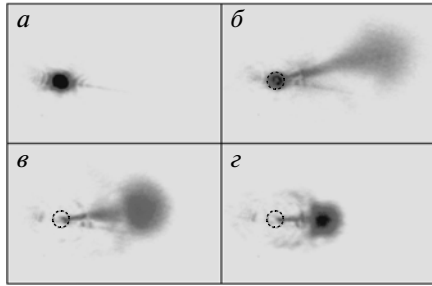


Рис. 2. Динамика трансформации сигнального пучка, при отражении от мощного импульсного пучка накачки в различные времена наблюдения $t = 0$ (а), $0 - 30$ мс (б), $30 - 60$ мс (в), $60 - 120$ мс (з).

исходило при воздействии на среду одиночных импульсов излучения, без формирования тепловой “стенки”. Динамика взаимодействия пучков приведена на рис. 2. При попадании мощного импульса в кювету с раствором красителя наблюдалось резкое смещение излучения сигнального пучка из начального положения (рис. 2а) в область, соответствующую направлению полного отражения пучка от термоиндуцированной области (рис. 2б). По мере перераспределения тепла в объеме среды происходило уменьшение величины теплового изменения показателя преломления, и излучение сигнального пучка приближалось к своему исходному положению (рис. 2в,з). Исходные размеры сигнального пучка достигались через 150–200 мс, а окончательная релаксация термоиндуцированной области и возврат сигнального пучка к начальному направлению распространения происходил в течение одной секунды.

Сравнение двух режимов взаимодействия (интенсивность $I = 100 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ при частоте следования импульсов 10 Гц и интенсивность $I = 1.5 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$ для одиночных импульсов) показывает, что при использовании одиночных лазерных импульсов имеет место трансформация сигнального пучка в область углов, отвечающих условию полного внутреннего отражения. В то же время в условиях частотного возбуждения наблюдается широкоапертурное рассеяние сигнального пучка, которое можно связать с трансформацией термоиндуцированной области вследствие проявления эффектов конвекции и тепловой релаксации.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для объяснения закономерностей преобразования поперечной структуры сигнального светового пучка при отражении от пространственно-неоднородной тепловой линзы, наводимой в растворе красителя пучком накачки, разработана теоретическая модель, учитывающая как динамику

изменения показателя преломления среды под действием мощного светового импульса, так и объемный характер взаимодействия световых пучков.

Для теоретического описания процесса формирования пространственно-неоднородных структур показателя преломления предположим, что мощная волна накачки E_1 , распространяющаяся в нелинейной среде, характеризуется оптической частотой ω , совпадающей с центром линии поглощения $S_0 - S_1$ раствора красителя. Пробная волна E_s на частоте ω' , для которой среда является прозрачной, распространяется под небольшим углом γ к волне накачки. При теоретическом моделировании учитываем, что для растворов красителей основную роль в формировании оптического отклика при моноимпульсном и частотном возбуждении играют резонансная и тепловая нелинейности.

В указанных условиях выражения для нелинейной восприимчивости среды на частотах ω и ω' имеют вид

$$\chi(\omega) = \frac{n_0 k_0}{2\pi} \left(\frac{\hat{\Theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha} I_1}{1 + \alpha I_1} \right) \quad (1)$$

$$\chi(\omega') = \frac{n_0 k_0}{2\pi} \frac{a_T I_1}{1 + \alpha I_1}, \quad (2)$$

где $\hat{\alpha} = a + i\alpha = (\hat{\Theta}_{12} + \hat{\Theta}_{21})/\nu P_{12} - a_T$, $a_T = 2\omega (dn/dT) \cdot (1 - \mu_{21})\tau/cC_p$. В данных выражениях $\hat{\Theta}_{kl}(\omega) = \Theta_{kl}(\omega) + iB_{kl}(\omega)$, где коэффициенты $\Theta_{kl}(\omega)$ связаны соотношениями Крамерса–Кронига с коэффициентами Эйнштейна для вынужденных переходов $B_{kl}(\omega)$ в спектральном канале $S_0 - S_1$, ν – скорость света в среде, k_0 – начальный коэффициент экстинкции, n_0 – показатель преломления растворителя, P_{21} – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов, μ_{21} – квантовый выход люминесценции в канале $S_0 - S_1$, I_1 – интенсивность волны накачки.

Динамика пространственного изменения показателя преломления среды $\Delta n = \frac{dn}{dT} \Delta T$ определяется ее локальным нагревом $\Delta T(x, y, z, t)$ в поле волны накачки, который находится из уравнения теплопроводности

$$C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \delta \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q_s, \quad (3)$$

где функция тепловыделения определяется геометрическими и временными параметрами волны накачки $Q_s = k_a I_1(x, y, z, t)$, k_a – коэффициент поглощения раствора красителя на частоте накачки, δ – коэффициент теплопроводности растворителя.

Уравнения для комплексных амплитуд световых волн E_1 и E_S с учетом нелинейной модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления в поле мощной волны накачки могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{2ik_1} \Delta_{\perp} E_1 &= \frac{i2\pi\omega}{cn_0} \chi(\omega) E_1; \\ \frac{\partial E_S}{\partial z} + \gamma \frac{\partial E_S}{\partial x} + \frac{1}{2ik_S} \Delta_{\perp} E_S &= \frac{i2\pi\omega'}{cn_0} \chi(\omega') E_S, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_1 = \omega' n_0 / c$ и $k_S = 2\omega' n_0 / c$; $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ – поперечный лапласиан.

С учетом явного вида выражений для нелинейной восприимчивости $\chi(\omega)$ (1) и $\chi(\omega')$ (2), система связанных волновых уравнений (4) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial \zeta} &= i\Delta'_{\perp} E_1 + ik_a L_D \left(\frac{\hat{G}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha} I_1}{1 + \alpha I_1} \right) E_1, \\ \frac{\partial E_S}{\partial \zeta} + \gamma' \frac{\partial E_S}{\partial \xi} &= i\Delta'_{\perp} E_S + 2ik_a L_D \left(\frac{a_T I_1}{1 + \alpha I_1} \right) E_S, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Delta'_{\perp} = \partial^2 / \partial \xi^2 + \partial^2 / \partial \eta^2$, $\gamma' = 2\gamma L_D / r_0$; пространственные координаты нормированы следующим образом: $\xi = x / r_0$, $\eta = y / r_0$, $\zeta = z / 2L_D$. Дифракционная длина $L_D = 2\pi r_0^2 / \lambda$ определяется шириной пучка накачки r_0 .

При численном моделировании системы уравнений (3), (5) предполагалось, что световой пучок накачки, направляемый на границу $z = 0$ нелинейной среды, имеет гауссов профиль по поперечным координатам: $I_1(z = 0, x, y) = I_{10} \exp[(x^2 + y^2) / r_0^2]$. Полуширина светового пучка на входе нелинейной среды полагалась равной $r_0 = 100$ мкм, пиковая интенсивность пучка варьировалась в пределах $I_1 = 0.1 - 1$ ГВт · см⁻², длина волны излучения $\lambda_1 = 1$ мкм, длительность лазерного импульса $\tau = 20$ нс, начальный коэффициент поглощения выбирался порядка $k_a = 1$ см⁻¹. Пробный световой пучок на длине волны $\lambda_S = 0.63$ мкм также характеризовался гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении: $I_S(z = 0, x, y) = I_{S0} \exp[-(x^2 + y^2) / r_0^2]$ и направлялся в нелинейную среду под небольшим углом $\gamma \approx 20$ мрад. Расстояние между центрами световых пучков на границе $z = 0$ составляло $x_0 \approx r_0$. Использовались следующие спектральные и термооптические характеристики среды, характерные для этанольного раствора красителя 3274U: $n_0 = 1.36$, квантовый выход люминесценции $\mu_{12} = 0.01$, термооптический параметр $dn/dT(C_p)^{-1} = -2 \cdot 10^{-4}$ Дж⁻¹ · см³.

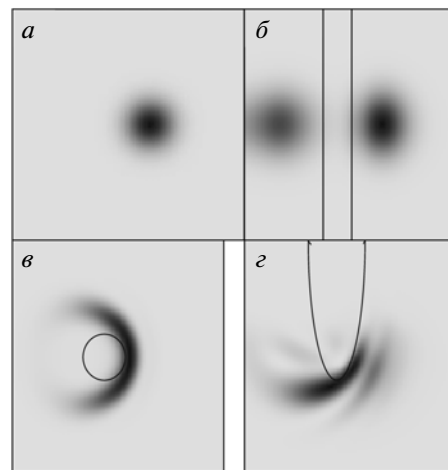


Рис. 3. Пространственный профиль пробного светового пучка после прохождения наведенной неоднородности показателя преломления разной формы.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 3 в виде распределений интенсивности пробного светового пучка в поперечном профиле $I_S(x, y)$ на выходе из нелинейной среды $z = L$ для трех различных геометрий пространственно-неоднородного профиля $\Delta n(x, y, z)$.

Согласно уравнению (3), при поглощении излучения накачки в нелинейной среде наводится отрицательная тепловая линза, геометрия которой определяется пространственным распределением интенсивности в пучке накачки. В первом из представленных случаев, исходный пробный пучок (рис. 3а), направляемый в нелинейную среду с учетом выполнения условий полного внутреннего отражения, частично отражается и частично проходит (рис. 3б) через неоднородность в виде “стенки” с толщиной $\Delta x \approx r_0$, показанную на рис. 3б сплошными линиями. Как следует из результатов численного моделирования, коэффициент отражения от неоднородности такого типа существенно зависит от толщины стенки Δx и стремится к единице при $\Delta x \gg r_0$.

Второй вариант взаимодействия (рис. 3в) соответствует экспериментальным условиям рис. 1в и демонстрирует режим деформации распределения интенсивности в поперечном профиле сигнального пучка в результате прохождения через цилиндрическую неоднородность, создаваемую в объеме среды гауссовым пучком накачки.

Для моделирования взаимодействия световых пучков в условиях формирования вертикальной тепловой “стенки” был выбран соответствующий профиль неоднородности показателя преломления (сплошная линия на рис. 3г). При этом, как видно из этого рисунка, распределение интенсивности на выходе из нелинейной среды качествен-

но совпадает с экспериментально зарегистрированным при использовании частотного режима следования импульсов накачки (рис. 1d).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, теоретический и экспериментальный анализ взаимодействия и отражения некогерентных лазерных пучков в среде с тепловой нелинейностью позволил определить условия, при которых имеет место эффект нелинейного отражения. Продemonстрирована преимущественная трансформация сигнального пучка в область углов, отвечающих геометрическому отражению сигнального пучка от пучка накачки.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований,

проект Ф10Р-070 и РФФИ, проекты № 10-02-90010-Бел_а, № 09-02-01028-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gibbs H.M.* Optical bistability: Controlling Light by Light. Orlando: Acad. Press, 1985.
2. *Розанов Н.Н.* Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997. 336 с.
3. *Кившарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
4. Диссипативные солитоны / Под ред. Ахмедиева Н., Анкевич А. М.: Физматлит, 2003. 304 с.
5. *Лобанов В.Е., Сухоруков А.П.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1755.
6. *Lobanov V.E., Kalinovich A.A., Sukhorukov A.P. et al.* // Laser Physics. 2009. V. 19. P. 1112.